

4. Atomok külső stacionárius elektromágneses térben

4.1 Mágneses tér – Zeeman-effektus

Mágneses térben a szintek felhasadnak $\Rightarrow$ a spektrumvonalak is; a felhasadás $\sim B$. Ha a felhasadás a finomszerkezethez képest nagy, akkor egyszerű leírni (ez a Pascher-Back), és ezt nevezzük „normális” Zeemannak; jóllehet szigorúan véve a normál Zeeman csak szimplet termekre vonatkozik.

Normális Zeeman

Egy keringő e^- mágneses nyomatéka

$$\bar{\mu} = \bar{A} I \quad (4.1)$$

ahol $|\bar{A}|$: a kerítés által bezárt terület, I : áram

Klasszikus mechanika:

$$\bar{A} = \frac{1}{2} \frac{T}{m_e} \cdot \bar{I} \quad \bar{I} : \text{imp.nyomaték}$$

$$I = \frac{-e}{T} \quad T: \text{a mozgás periódus ideje}$$

vagyis

$$\bar{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \bar{I} \quad (4.2)$$

Egy mágneses dipól energiája egy mágneses térben:

$$W = -\bar{\mu} \bar{B} = \frac{e}{2m_e} \bar{I} \bar{B} \quad (4.3)$$

A mágneses tér irányába eső komponens: $L_z = m_z \hbar$

Kiválasztási szabály: $\Delta m_z = \pm 1$: polarizáció $\perp B$ (δ)
 $=0$: polarizáció $\parallel B$ (π)

azaz

$$W = \frac{e\hbar}{2m} m_z B = \mu_B m_z B \quad (4.4)$$

ahol $\mu_B = \text{Bohr magneton} = \frac{e\hbar}{2m} = 9.27404 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$

Megj.: a spin elhagyásával (azaz a finomszerkezettől való eltéréssel) kv.mechanikailag is (4.4) adódik.

A mágneses tér által perturbált energia:

$$E_B = E + \mu_B m_z B \quad (4.5)$$

A kisugárzott fény frekvenciája:

$$\nu = \frac{E'_i - E'_j}{h} = \frac{E_i - E_j}{h} + \frac{\mu_B \Delta m_z B}{h} \quad (4.6)$$

$$\nu_0 + \frac{e}{4\pi m_e}, \quad \nu_0, \quad \nu_0 - \frac{e}{4\pi m_e} B \quad (4.7)$$

cirk. pol. lin. pol. cirk.pol.

A $\vec{B}$ -vel $\parallel$ irányból csak ez a kettő figyelhető meg, mert a dipól nem tud a saját tengelye mentén sugározni. $\vec{B}$ a megfigyelhető felé mutat: ω_+ („kék” δ komponens) balra, a másik jobbra cirkulárisan polarizált. Haszna pl.: a mágneses tér irányának meghatározása a csillagokban.

Két vonal közti különbség:

Ahhoz, hogy megfigyelhető legyen, nagyobbak kell lennie, mert a finomszerkezeti felhasadásnak.

H (illetve H-szerű ionok) esetén lásd (5. fejezet)

Kísérletileg: a Zeeman-felhasadás H-ra már $B > 1\text{T}$ -nél normális”.

$\vec{B}$ hatása kisebb ahhoz, hogy perturbálni tudja az amúgy is mágneses kölcsönhatást.

g: Landé faktor, a csatolás típusától függ (lásd 4.1. táblázat).

$g_L = 1$ - pályafaktor

l	$j = \frac{1}{2}$	$j = \frac{3}{2}$	$j = \frac{5}{2}$	$j = \frac{7}{2}$
$^2S \ 0$	2			
$^2P \ 1$	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$		
$^2D \ 2$		$\frac{4}{5}$	$\frac{6}{5}$	
$^2F \ 3$			$\frac{6}{7}$	$\frac{8}{7}$

4.1 Táblázat: Egy-vegyérték-elektronos atomokhoz tartozó Landé-féle g -faktor

LS csatolás esetén:

$$\bar{\mu} = -\mu_B (g_L \vec{L} + g_S \vec{S}) \quad (4.12)$$

↓

$g_L = 1$ - pálya-faktor

A spin g_S faktorra:

$$\text{Dirac: } g_S = 2 \quad (4.13)$$

Legújabb mérések: $g_S = 2 \times 1.0011596525$ (a legelső „derivációs” mérés ’47-ben a H hiperfinom struktúrájából). Tehát

$$g_S = 2(1+a), \quad a \ll 1 \quad (4.14)$$

$$\bar{\mu} = -\mu_B [\vec{L} + 2(1+a)\vec{S}] = -\mu_B g \vec{J} \quad (4.15)$$

↓

$$g \vec{J} = \vec{L} + 2(1+a)\vec{S} \quad (4.16)$$

↓ ↓

Kiértékelés/egyeztetés a méréssel: kv.mechanikai átlagolás minden egyes $|J, M\rangle$ állapotra ($M = J, J-1, \dots, -J$)

↓

$$g = 1 + (1+a) \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (4.17)$$

Sok elektronos rendszerre az $a = 0$ közelítés elfogadható.

Megj.: látható, hogy g a kv.számoktól / állapotoktól, nem a konfigurációtól függ!

Lehet olyan sok elektronos állapot, melynél $g \approx 0$:

$$\text{Pl.: } 4D_{\frac{1}{2}} \Rightarrow L = 2, S = \frac{3}{2}, J = \frac{1}{2}$$

↓

$g = 0$, azaz nincs felhasadás (legalábbis első rendben)

Az anomális Zeeman jelentősége sok e^- rendszerekre:

- a felhasadásból az adott állapot kv.számai meghatározhatóak
- a csatolás milyenségére következtetés (LS, j_i, vagy átmeneti)